第46卷 第8期 核 技 术 NUCLEAR TECHNIQUES Vol.46，No.8
2023年8月 www.hjs.sinap.ac.cn August 2023

^{293,294}119与^{294,295}120超重核衰变性质理论预言

王 震[1] 任中洲[1,2]
1（同济大学 物理科学与工程学院 上海 200092）
2（同济大学 先进微结构材料教育部重点实验室 上海 200092）

摘要 熔合蒸发反应^{243}Am(^{54}Cr, xn)$^{297-x}$119以及^{243}Am(^{55}Mn, xn)$^{298-x}$120是最近核物理学家提出的合成Z为119及120新元素的可能途径，α衰变是实验上鉴定新元素或新核素合成的有力工具。利用改进的密度依赖结团模型（Improved Density-dependent Cluster Model，DDCM+），对于熔合蒸发反应^{243}Am(^{54}Cr, xn)$^{297-x}$119以及^{243}Am(^{55}Mn, xn)$^{298-x}$120蒸发3或4个中子得到的反应产物^{293,294}119与^{294,295}120的α衰变半衰期进行了理论预言。在此基础上，进一步分析了^{293,294}119与^{294,295}120核素α衰变过程与自发裂变以及β衰变等不同衰变模式之间的竞争关系。通过研究发现，对于绝大多数核，α衰变模式占主导地位，但沿着α衰变链，随着质量数减少至A = 261附近，自发裂变以及β衰变半衰期与α衰变半衰期逐渐相近。相关理论结果对于未来Z为119及120新元素的合成工作具有一定的参考意义。

关键词 α衰变，自发裂变，超重核，半衰期
中图分类号 O571.32^{+}1
DOI: 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.080011
关联视频DOI: 10.12351/ks.2207.1207



Predictions of the decay properties of the superheavy nuclei ^{293,294}119 and ^{294,295}120

WANG Zhen[1] REN Zhongzhou[1,2]
1(*School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)
2(*Key Laboratory of Advanced Micro-Structure Materials* (*MOE*), *Tongji University, Shanghai 200092, China*)

Abstract **[Background]** To date, various nuclides up to Z = 118 have been discovered and synthesized, raising the challenge of synthesizing nuclides with $Z \geqslant 119$. Recently, the fusion-evaporation reactions ^{243}Am(^{54}Cr, xn)$^{297-x}$119 and ^{243}Am(^{55}Mn, xn)$^{298-x}$120 have been suggested as methods for synthesizing new elements with Z = 119 and 120. As α-decay is a powerful tool for the identification of new elements or nuclides, accurate predictions of the α-decay properties of the reaction products could be a useful reference for future experiments. **[Purpose]** This study aims to provide quantitative predictions of the α-decay, spontaneous fission, and β-decay half-lives for the α-decay chains of

国家自然科学基金(No.12035011, No.12022517, No.11975167, No.11947211, No.11905103, No.11881240623, No.11961141003)、国家重点研发计划(No.2018YFA0404403)、中央高校基本科研业务费专项(No.22120200101)和澳门科学技术发展基金(No.0048/2020AI)资助
第一作者：王震，男，1996年出生，2018年毕业于同济大学，现为博士研究生，从事重核与超重核放射性衰变研究
通信作者：任中洲，E-mail：zren@tongji.edu.cn
收稿日期：2022-12-05，修回日期：2022-12-22
Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 12035011, No. 12022517, No. 11975167, No. 11947211, No. 11905103, No. 11881240623, No. 11961141003), National Key R&D Program of China (No. 2018YFA0404403), Fundamental Research Funds for the Central Universities (No.22120200101), Science and Technology Development Fund of Macau (No.0048/2020AI)
First author: WANG Zhen, male, born in 1996, graduated from Tongji University in 2018, doctoral student, focusing on the radioactive decay of heavy and superheavy nuclei
Corresponding author: REN Zhongzhou, E-mail: zren@tongji.edu.cn
Received date: 2022-12-05, revised date: 2022-12-22

^{293,294}119 and ^{294,295}120 and to demonstrate the competition between the decay modes for these nuclei. **[Methods]** An improved density-dependent cluster model (DDCM+) is used to calculate the α-decay half-lives, taking the anisotropy of the surface diffuseness into account. The spontaneous fission half-lives are calculated using the Karpov formula, which is related to the fissility parameter and fission barrier height of the potential energy surface. The β-decay half-lives are determined using a finite-range droplet model (FRDM). **[Results]** The predictive α-decay half-lives for the α-decay chains of ^{293,294}119 and ^{294,295}120 are obtained using the DDCM+ model, and the theoretical half-lives of the spontaneous fission and β-decay for these nuclides are also presented. **[Conclusions]** For the α-decay chains of ^{293,294}119 and ^{294,295}120, α-decay is predicted to be the dominant decay mode for most of the nuclei, while the half-lives of spontaneous fission and β-decay are predicted to be comparable to those of the α-decay near the region of A = 261. We expect that these results will serve as a useful reference for the synthesis of new isotopes in the future.

Key words α-decay, Spontaneous fission, Superheavy nuclei, Half-life

超重核的合成与研究是原子核物理领域的热门课题[1-7]。近半个多世纪以来，随着大型重离子加速器装置的陆续建成，以及实验探测技术水平的不断提升，各国核物理实验室在超重核的合成领域取得了一系列重大的突破。例如，通过"冷熔合"反应机制，德国亥姆霍兹重离子研究中心（GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung）首先合成了Z为107~112号元素[8]。随后，利用"热熔合"反应，俄罗斯杜布纳（Dubna）联合原子核研究所进一步合成了Z为112~118号元素[9-10]。依托兰州重离子加速器装置（Heavy Ion Research Facility in Lanzhou，HIRFL），我国也在超重核合成方面作出了许多贡献，合成了^{259}Db、^{265}Bh等超重核素[11]。这些实验成果不仅扩展了已知核素的范围，同时也极大程度加深了人们对于超重核结构性质的理解。

近年来，实验学家们开始尝试合成$Z>118$的新元素，一个可能的设想是通过融合蒸发反应$^{243}\mathrm{Am}(^{54}\mathrm{Cr},xn)^{297-x}119$以及$^{243}\mathrm{Am}(^{55}\mathrm{Mn},xn)^{298-x}120$来合成$Z$为119和120的新元素[12]。然而受设备条件及反应机制等因素的影响，目前成功进行相关合成实验还存在着较大困难。α衰变是超重核重要的衰变模式之一，也是实验上鉴定新核素的有力工具，因此理论研究超重核的α衰变性质对未来超重新核素的合成实验有重要指导意义[13-21]。密度依赖结团模型（Density-dependent Cluster Model，DDCM）是研究α衰变较为成功的模型之一，该模型考虑了原子核密度分布以及核子-核子相互作用的低密度行为，能够对$Z\geqslant52$区域内大部分核素的α衰变性质给出合理的描述[22-23]。最近，我们进一步考虑了原子核形变对核子表面弥散度的影响，在原始DDCM模型基础上，引进了形变依赖的弥散参数，提出了改进的密度依赖结团模型（DDCM+）[24-25]，进一步提升了理论计算结果的精度。本文利用DDCM+模型，对未知核素^{293,294}119与^{294,295}120的α衰变性质进行了系统计算，同时系统分析了这些核素α衰变、自发裂变以及β衰变等不同衰变道之间的竞争关系，以供未来相关实验参考。

1 理论模型

1.1 改进的密度依赖结团模型（DDCM+）

在DDCM+模型中，母核被认为是一个由球形的α结团与具有轴对称形变的子核所构成的两体系统。α结团与子核之间的相互作用可以表示为：

$$V(r,\xi)=V_N(r,\xi)+V_C(r,\xi)+\frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} \quad (1)$$

式中：r表示α粒子与子核质心之间的距离；$V_N(r,\xi)$表示核势；$V_C(r,\xi)$表示库仑势；L代表α粒子携带的角动量，本文中，由于所预言的核素能级信息未知，因此，L的值均取为0；μ代表α粒子与子核的约化质量；ξ代表α粒子发射方向与子核对称轴之间的夹角。核势与库仑势均由微观双折叠势给出[26]：

$$V_N(r,\xi)=\lambda\int \mathrm{d}\vec{r}_\alpha\int \mathrm{d}\vec{r}_c\left[\rho_\alpha^{\mathrm{p}}(\vec{r}_\alpha)+\rho_\alpha^{\mathrm{n}}(\vec{r}_\alpha)\right]\times \left[\rho_c^{\mathrm{p}}(\vec{r}_c)+\rho_c^{\mathrm{n}}(\vec{r}_c)\right]\times v\left(s=\left|\vec{r}_c+\vec{r}-\vec{r}_\alpha\right|\right) \quad (2)$$

$$V_C(r,\xi)=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int \mathrm{d}\vec{r}_\alpha\int \mathrm{d}\vec{r}_c\frac{e^2}{s=\left|\vec{r}_c+\vec{r}-\vec{r}_\alpha\right|}\rho_\alpha^{\mathrm{p}}(\vec{r}_\alpha)\rho_c^{\mathrm{p}}(\vec{r}_c) \quad (3)$$

式中：λ为归一化因子，可以通过求解准束缚态薛定谔方程，使对应本征能量等于α衰变能Q_α来确定。$\rho_\alpha^{\mathrm{p,n}}(\vec{r}_\alpha)$和$\rho_c^{\mathrm{p,n}}(\vec{r}_c)$分别代表α粒子与子核中的核子密度分布（上标p代表质子，n代表中子）。α粒子中的核子密度$\rho_\alpha^{\tau}(\vec{r}_\alpha)$通常取为标准的高斯分布形式，而子核的核子密度分布$\rho_c^{\tau}(\vec{r}_c)$则通常采取费米型分布，如式(4、5)所示：

$$\rho_\alpha^{\tau}(\vec{r}_\alpha)=\rho_\alpha^{\tau_0}\exp\left(-0.7024\left|\vec{r}_\alpha\right|^2\right) \quad (4)$$

$$\rho_c^{\tau}(\vec{r}_c) = \frac{\rho_c^{\tau_0}}{1 + \exp\left[\frac{|\vec{r}_c| - R^{\tau}(\theta)}{a^{\tau}(\theta)}\right]} \tag{5}$$

式中：核子的中心密度$\rho_\alpha^{\tau_0}$以及$\rho_c^{\tau_0}$可以通过对核子密度分布函数在全空间积分，使积分值等于对应的核子数目来确定。半径参数$R^{\tau}(\theta)$的表示形式为：

$$R^{\tau}(\theta) = R_0^{\tau}\left[1 + \sum_{i=2,4,6}\beta_i Y_{i0}(\theta)\right] \tag{6}$$

其中：$\beta_i(i = 2, 4, 6)$为形变参数，其数值取自文献[27]。而弥散参数$a^{\tau}(\theta)$的表达式则为：

$$a^{\tau}(\theta) = a_{\perp}^{\tau}(\theta)\sqrt{1 + \left[\frac{1}{R^{\tau}(\theta)}\frac{\mathrm{d}R^{\tau}(\theta)}{\mathrm{d}\theta}\right]^2} \tag{7}$$

式中：R_0^{τ}和$a_{\perp}^{\tau}(\theta)$具体形式可参见文献[24−25]。核势中核子-核子相互作用$v(s)$采取M3Y-Reid型核子-核子有效相互作用[28]：

$$v(s) = 7\,999.00\frac{\exp(-4s)}{4s} - 2\,134.25\frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 276\left[1 - 0.005\left(\frac{E_\alpha}{A_\alpha}\right)\right]\delta(s) \tag{8}$$

式中：E_α/A_α表示放射的α粒子中，平均每个核子具有的动能。

对于形变核来说，α衰变总的衰变宽度可以通过对不同方位角ξ下的衰变宽度进行平均得到。在DDCM+模型中，某一方位角ξ下的α衰变宽度表示为[29−30]：

$$\Gamma(\xi) = \frac{4\mu}{\hbar^2 k}\left|\int_0^{\infty} F_L(kr)\left[V_N(r,\xi) + V_C(r,\xi) - \frac{Z_\alpha Z_C e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right]\varphi_L(r,\xi)\,\mathrm{d}r\right|^2 \tag{9}$$

其中：$F_L(kr)$是正则库仑波函数；$k = \sqrt{2\mu Q_\alpha}/\hbar$为波数；$\varphi_L(r,\xi)$表示方位角$\xi$下对应的径向波函数。径向波函数$\varphi_L(r,\xi)$内部节点的数目$N$由Wildermuth-Tang条件近似确定[31]：

$$G = 2N + L \tag{10}$$

式中：G代表总量子数。由于泡利阻塞效应的影响，本文中G的值取为22。在求得各方向上的α衰变宽度之后，我们可得总的α衰变宽度为：

$$\Gamma = \int_0^{\frac{\pi}{2}}\Gamma(\xi)\sin\xi\mathrm{d}\xi \tag{11}$$

最后，α衰变半衰期可以表示为：

$$T_{1/2} = \frac{\hbar\ln 2}{P_\alpha \Gamma} \tag{12}$$

式中：P_α为预形成因子，它衡量了α结团在母核体内的预形成概率。研究表明，在远离闭壳层区域，P_α的值变化较为缓慢[32]，因此，为减少模型中自由参数的数目，本文中P_α的值取为常数。对于偶-偶核来说，P_α的值取0.152 1[24]，而对于奇-A核及奇-奇核，P_α的值分别取0.092 6和0.071 2[25]。

1.2 Karpov公式

自发裂变是超重核的另一个重要的衰变模式之一，理论研究自发裂变对于理解超重核的稳定性质也有着重要意义。相比于α衰变，自发裂变的发生机制更加复杂，同时在裂变过程中也存在着极大的不确定性。在前人的工作中，已经提出了一些理论方法对自发裂变半衰期进行理论计算，如文献[33−37]。本文采用Karpov公式对相关核素的自发裂变半衰期进行预言[36]，其具体形式如下：

$$\log_{10}(T_{1/2}^{SF}) = 1\,146.44 - 75.315\,3\frac{Z^2}{A} + 1.637\,92\left(\frac{Z^2}{A}\right)^2 - 0.011\,982\,7\left(\frac{Z^2}{A}\right)^3 + B_f\left(7.236\,13 - 0.094\,702\,2\frac{Z^2}{A}\right) + \begin{cases} 0, & \text{even - even nuclei} \\ 1.538\,97, & \text{odd - A nuclei} \\ 0.808\,22, & \text{odd - odd nuclei} \end{cases} \tag{13}$$

式中：B_f表示裂变位垒高度，具体数值取自文献[38]。Karpov公式将裂变参数与势能面的裂变位垒高度结合了起来，可以很好地重现出重核与超重核的自发裂变行为[36−37]。

2 结果与讨论

利用DDCM+模型，对^{293,294}119与^{294,295}120及其α衰变链上核素的α衰变半衰期进行了预言。由于α衰变半衰期对于α衰变能具有较强的敏感性，因此，在本文中，α衰变能分别采用文献[39]中的α衰变能公式以及有限液滴模型（Finite-range Droplet Model，FRDM）给出的数据[27]，相关计算结果列于表1，其中：Q_α^{th1}和Q_α^{th2}分别表示文献[39]以及FRDM模型给出的α衰变能；T_α^{th1}和T_α^{th2}分别代表利用DDCM+模型结合Q_α^{th1}和Q_α^{th2}计算得到的结果；T_{SF}代表利用Karpov公式预言的自发裂变半衰期。Möller等[40]利用FRDM模型同样给出了α衰变、β衰变能以及β衰

变半衰期的预测值，作为对照，这些预测结果也列于表1，分别用T_α^{th3}、Q_β以及T_β表示。值得注意的是，表1中的β衰变数据主要为β^+衰变模式对应的结果[40]。

从表1可以看出，Q_α^{th1}和Q_α^{th2}给出了两组不同的α衰变能数据。由于理论模型对α衰变能的依赖性与敏感性，对于这两组不同的α衰变能，DDCM+模型同样给出了两组不同的半衰期。可以看到，对于

表1 ^{293,294}119与^{294,295}120及其α衰变链核素α衰变、自发裂变以及β衰变半衰期预测结果

Table 1 Predictions of half-lives of α-decay, spontaneous fission, and β-decay for α-decay chains of ^{293,294}119 and ^{294,295}120

核素 Nuclide	Q_α^{th1} / MeV	T_α^{th1} / s	Q_α^{th2} / MeV	T_α^{th2} / s	T_α^{th3} / s	T_{SF} / s	Q_β / MeV	T_β / s
^{293}119核素α衰变链 α-decay chain of ^{293}119								
^{293}119	12.30	1.51×10^{-4}	12.92	7.88×10^{-6}	2.75×10^{-5}	1.75×10^{1}	6.24	1.01×10^{2}
^{289}Ts	11.83	4.49×10^{-4}	11.98	2.07×10^{-4}	8.13×10^{-4}	1.21×10^{3}	5.65	4.94×10^{2}
^{285}Mc	11.47	7.74×10^{-4}	10.30	6.90×10^{-1}	3.12×10^{0}	5.38×10^{3}	4.77	1.39×10^{3}
^{281}Nh	11.16	7.19×10^{-4}	10.76	6.84×10^{-3}	4.53×10^{-2}	1.15×10^{1}	3.91	2.64×10^{3}
^{277}Rg	10.78	1.43×10^{-3}	11.49	3.20×10^{-5}	2.07×10^{-4}	2.02×10^{1}	3.40	2.10×10^{2}
^{273}Mt	10.21	9.10×10^{-3}	9.78	1.35×10^{-1}	1.03×10^{0}	8.51×10^{5}	2.48	1.53×10^{2}
^{269}Bh	9.47	2.22×10^{-1}	8.24	2.09×10^{3}	1.57×10^{4}	2.94×10^{7}	2.18	4.49×10^{4}
^{265}Db	8.68	1.25×10^{1}	7.70	3.90×10^{4}	2.73×10^{5}	2.13×10^{6}	1.80	5.46×10^{5}
^{261}Lr	7.96	6.28×10^{2}	7.72	5.02×10^{3}	3.69×10^{4}	7.13×10^{5}	1.17	7.59×10^{2}
^{294}119核素α衰变链 α-decay chain of ^{294}119								
^{294}119	12.15	3.82×10^{-4}	12.85	1.35×10^{-5}	8.41×10^{-5}	4.38×10^{1}	6.91	1.10×10^{2}
^{290}Ts	11.62	1.63×10^{-3}	11.85	4.97×10^{-4}	3.52×10^{-3}	5.08×10^{3}	6.43	3.20×10^{2}
^{286}Mc	11.21	4.07×10^{-3}	10.21	1.53×10^{0}	1.22×10^{1}	2.35×10^{4}	5.64	1.57×10^{3}
^{282}Nh	10.88	3.80×10^{-2}	10.02	7.23×10^{0}	9.55×10^{0}	6.32×10^{1}	4.91	1.22×10^{3}
^{278}Rg	10.54	6.66×10^{-3}	11.26	1.28×10^{-4}	1.53×10^{-3}	2.27×10^{0}	4.32	6.16×10^{1}
^{274}Mt	10.07	2.72×10^{-2}	10.01	3.95×10^{-2}	5.21×10^{-1}	3.94×10^{4}	3.37	3.36×10^{2}
^{270}Bh	9.40	4.00×10^{0}	8.33	1.18×10^{4}	1.66×10^{4}	2.40×10^{7}	2.90	4.50×10^{5}
^{266}Db	8.61	2.68×10^{1}	7.45	4.99×10^{5}	5.93×10^{6}	1.42×10^{7}	2.80	7.02×10^{5}
^{262}Lr	7.83	2.39×10^{3}	7.39	1.30×10^{5}	1.59×10^{6}	2.71×10^{6}	2.25	3.73×10^{3}
^{294}120核素α衰变链 α-decay chain of ^{294}120								
^{294}120	12.71	2.32×10^{-5}	13.49	7.15×10^{-7}	6.21×10^{-7}	7.62×10^{-4}	5.69	1.65×10^{1}
^{290}Og	12.25	6.27×10^{-5}	12.67	8.47×10^{-6}	8.31×10^{-6}	1.81×10^{-1}	5.05	8.05×10^{1}
^{286}Lv	11.90	1.07×10^{-4}	11.68	3.35×10^{-4}	3.47×10^{-4}	5.10×10^{0}	4.23	3.82×10^{2}
^{282}Fl	11.60	9.30×10^{-5}	9.96	1.30×10^{0}	2.30×10^{0}	7.51×10^{0}	2.76	6.93×10^{9}
^{278}Cn	11.22	1.56×10^{-4}	12.17	1.38×10^{-6}	2.22×10^{-6}	2.91×10^{-3}	2.82	3.78×10^{1}
^{274}Ds	10.66	8.55×10^{-4}	10.38	4.38×10^{-3}	8.61×10^{-3}	2.75×10^{2}	1.91	5.57×10^{2}
^{270}Hs	9.93	1.59×10^{-2}	8.79	3.93×10^{1}	8.09×10^{1}	1.48×10^{4}	1.54	8.67×10^{2}
^{266}Sg	9.14	6.31×10^{-1}	8.12	1.56×10^{3}	3.00×10^{3}	1.62×10^{3}	1.08	1.49×10^{3}
^{262}Rf	8.43	2.17×10^{1}	8.10	3.07×10^{2}	6.12×10^{2}	2.26×10^{2}	0.42	1.25×10^{4}
^{295}120核素α衰变链 α-decay chain of ^{295}120								
^{295}120	12.57	7.29×10^{-5}	13.46	1.31×10^{-6}	8.27×10^{-6}	3.12×10^{-1}	6.38	2.43×10^{1}
^{291}Og	12.05	2.77×10^{-4}	12.55	2.38×10^{-5}	1.73×10^{-4}	1.29×10^{2}	5.86	1.01×10^{2}
^{287}Lv	11.64	6.25×10^{-4}	11.20	6.69×10^{-3}	5.61×10^{-2}	4.26×10^{3}	5.07	6.24×10^{2}
^{283}Fl	11.32	6.76×10^{-4}	9.83	5.17×10^{0}	6.38×10^{1}	6.06×10^{2}	4.08	8.94×10^{2}
^{279}Cn	10.99	8.61×10^{-4}	11.65	2.67×10^{-5}	3.44×10^{-4}	2.97×10^{-1}	3.71	1.54×10^{1}
^{275}Ds	10.52	3.09×10^{-3}	10.78	7.12×10^{-4}	9.73×10^{-3}	1.65×10^{3}	2.85	5.05×10^{2}
^{271}Hs	9.86	3.86×10^{-2}	8.85	3.95×10^{1}	6.00×10^{2}	4.80×10^{6}	2.18	2.83×10^{4}
^{267}Sg	9.07	1.61×10^{0}	7.93	1.25×10^{4}	1.76×10^{5}	2.20×10^{6}	2.05	5.60×10^{3}
^{263}Rf	8.31	9.14×10^{1}	7.71	1.37×10^{4}	1.97×10^{5}	2.63×10^{5}	1.39	2.04×10^{5}

同一个核素，α衰变能每变化1 MeV，DDCM+模型给出的α衰变半衰期大约变化3个数量级。因此，发展精确的α衰变能（或质量）模型，对于未来相关未知核素α衰变半衰期的预言至关重要。此外，从表1还可以看到，^{293,294}119与^{294,295}120及其α衰变链上核素的α衰变半衰期预言值在10^{-7}~10^{6}，现有的实验技术手段已经可以很精确地测量到这个范围内的半衰期数据。因此，在未来的相关合成实验中，α衰变依然可以作为很好的鉴定手段来鉴定这些新核素的合成。

为了更加直观地分析^{293,294}119与^{294,295}120及其α衰变链上α衰变、自发裂变以及β衰变等不同衰变模式的竞争关系，将这些衰变链上不同衰变模式的半衰期展示在图1中。

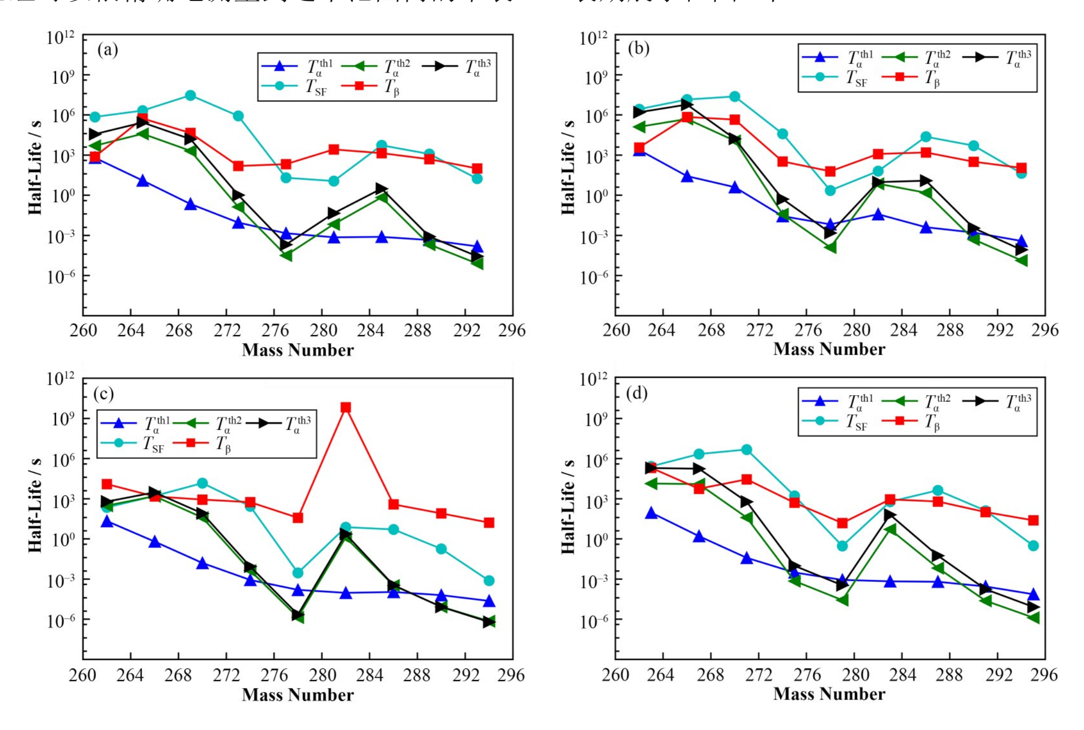


图1　新核素^{293}119 (a)、^{294}119 (b)、^{294}120 (c)、^{295}120 (d)及其α衰变链上核素α衰变、自发裂变以及β衰变等不同衰变模式之间的竞争关系

Fig.1　Competition between α-decay, spontaneous fission, and β-decay for α-decay chains of ^{293}119 (a), ^{294}119 (b), ^{294}120 (c) and ^{295}120 (d)

从图1可以看出，沿同一条α衰变链，T_α^{th2}和T_α^{th3}表现出了相同的变化趋势，且结果比较接近，而T_α^{th1}则展现了与之不同的变化趋势。这是因为T_α^{th1}采用了与T_α^{th2}和T_α^{th3}不同的α衰变能。这一变化趋势的差异也再次表明了发展精确的α衰变能（或质量）模型对于α衰变半衰期预言的必要性。通过对比4条衰变链上α衰变、自发裂变以及β衰变的半衰期可以发现，对于新核素^{293,294}119与^{295}120，α衰变模式占主导地位，而自发裂变和β衰变相对来说稳定性更强一些，且二者半衰期相近。相对而言，对于新核素^{294}120，虽然其α衰变依然占主导地位，但与^{293,294}119与^{295}120不同的是：^{294}120的自发裂变半衰期与α衰变寿命更接近一些。而沿着α衰变链，随着子核质量数的不断减少，α衰变模式所占分支比逐渐减少，其半衰期逐渐与另外两种衰变模式靠近。甚至对于^{293,294}119衰变链上的核素^{261,262}Lr来说，β衰变已占相对主导地位，因此，对于这些衰变链上A = 261附近的核素来说，实验鉴别时则需要注意考虑其他衰变产物的影响。

3　结语

本文利用改进的密度依赖结团模型，结合两组不同的α衰变能预言值，对^{293,294}119与^{294,295}120及其α衰变链上核素的α衰变半衰期进行了预言，同时对这些核素的不同衰变模式如α衰变、自发裂变以及β衰变之间的竞争关系进行了讨论。分析发现，对于未知核素^{293,294}119与^{294,295}120来说，α衰变为主要衰变模式。而沿着α衰变链，当质量数逐渐减少时，α衰变模式分支比逐渐减少，其半衰期逐渐向自发裂变以及β衰变半衰期靠近。希望本文的预测结果能对未来相关新核素合成实验提供一定的参考。

作者贡献声明　王震负责计算程序设计，数据分析，文章撰写；任中洲负责论文指导、审阅与修改，研究项目经费支持。

参考文献

1 Niu F, Chen P H, Feng Z Q. Systematics on production of superheavy nuclei *Z*=119-122 in fusion-evaporation reactions[J]. Nuclear Science and Techniques, 2021, **32**(10): 103. DOI: 10.1007/s41365-021-00946-3.

2 Ma C W, Wei H L, Liu X Q, *et al*. Nuclear fragments in projectile fragmentation reactions[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2021, **121**: 103911. DOI: 10.1016/j.ppnp.2021.103911.

3 Xin Y Q, Ma N N, Deng J G, *et al*. Properties of *Z*=114 super-heavy nuclei[J]. Nuclear Science and Techniques, 2021, **32**(6): 55. DOI: 10.1007/s41365-021-00899-7.

4 Manjunatha H C, Sowmya N, Damodara Gupta P S, *et al*. Investigation of decay modes of superheavy nuclei[J]. Nuclear Science and Techniques, 2021, **32**(11): 130. DOI: 10.1007/s41365-021-00967-y.

5 Ye Y L, Zhou X H, Ma Y G, *et al*. Outline of the progress in the study of radioactive nuclear physics and super-heavy nuclei[J]. Chinese Physics C, 2008, **32**(S2): 1−7.

6 Ma Y G. New type of double-slit interference experiment at Fermi scale[J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, **34**(1): 16. DOI: 10.1007/s41365-023-01167-6.

7 Wang X N. Vector meson spin alignment by the strong force feld[J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, **34**(1): 15. DOI: 10.1007/s41365-023-01166-7.

8 Hofmann S, Münzenberg G. The discovery of the heaviest elements[J]. Reviews of Modern Physics, 2000, **72**(3): 733 - 767. DOI: 10.1103/revmodphys.72.733.

9 Oganessian Y T, Utyonkov V K, Dmitriev S N, *et al*. Synthesis of elements 115 and 113 in the reaction ^{243}Am + ^{48}Ca[J]. Physical Review C, 2005, **72**(3): 034611. DOI: 10.1103/physrevc.72.034611.

10 Oganessian Y T, Utyonkov V K, Lobanov Y V, *et al*. Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and ^{245}Cm+^{48}Ca fusion reactions[J]. Physical Review C - Nuclear Physics, 2006, **74**(4): 044602.

11 Gan Z G, Guo J S, Wu X L, *et al*. New isotope ^{265}Bh[J]. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 2004, **20**(3): 385 - 387. DOI: 10.1140/epja/i2004-10020-2.

12 Kayumov B M, Ganiev O K, Nasirov A K, *et al*. Analysis of the fusion mechanism in the synthesis of superheavy element 119 via the ^{54}Cr+^{243}Am reaction[J]. Physical Review C, 2022, **105**(1): 014618. DOI: 10.1103/physrevc.105.014618.

13 Såmark-Roth A, Cox D M, Rudolph D, *et al*. Spectroscopy along flerovium decay chains: discovery of ^{280}Ds and an excited state in ^{282}Cn[J]. Physical Review Letters, 2021, **126**(3): 032503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.032503.

14 Qian Y B, Ren Z Z. Model-independent trend of α-preformation probability[J]. Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 2013, **56**(8): 1520 - 1524. DOI: 10.1007/s11433-013-5159-5.

15 甘再国, 郭俊盛, 秦芝. 母子体衰变测量的一种简单方法[J]. 核技术, 2002, **25**(3): 198 - 200.
GAN Zaiguo, GUO Junsheng, QIN Zhi. A simple apparatus for measuring α-decay of mother-daughter nuclei[J]. Nuclear Techniques, 2002, **25**(3): 198 - 200.

16 Yuan Z Y, Bai D, Ren Z Z, *et al*. Theoretical predictions on α-decay properties of some unknown neutron-deficient actinide nuclei using machine learning[J]. Chinese Physics C, 2022, **46**(2): 024101. DOI: 10.1088/1674-1137/ac321c.

17 Wan N, Xu C, Ren Z Z. Exploring the sensitivity of α-decay half-life to neutron skin thickness for nuclei around ^{208}Pb[J]. Nuclear Science and Techniques, 2016, **28**(2): 22. DOI: 10.1007/s41365-016-0174-7.

18 Egido J L, Jungclaus A. Low-energy nuclear excitations along the α-decay chains of superheavy ^{292}Lv and ^{294}Og[J]. Physical Review Letters, 2021, **126**(19): 192501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.192501.

19 Zhang Z Y, Yang H B, Huang M H, *et al*. New α-emitting isotope ^{214}U and abnormal enhancement of α-particle clustering in lightest uranium isotopes[J]. Physical Review Letters, 2021, **126**(15): 152502. DOI: 10.1103/physrevlett.126.152502.

20 Yang H B, Gan Z G, Zhang Z Y, *et al*. New isotope ^{207}Th and odd-even staggering in α-decay energies for nuclei with *Z*>82 and *N*<126[J]. Physical Review C, 2022, **105**(5): L051302. DOI: 10.1103/physrevc.105.l051302.

21 Huang M H, Gan Z G, Zhang Z Y, *et al*. *α* decay of the new isotope ^{204}Ac[J]. Physics Letters B, 2022, **834**: 137484. DOI: 10.1016/j.physletb.2022.137484.

22 Xu C, Ren Z Z. Systematical calculation of α decay half-lives by density-dependent cluster model[J]. Nuclear Physics A, 2005, **753**(1 - 2): 174 - 185. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.125.

23 Xu C, Ren Z Z. Global calculation of α-decay half-lives with a deformed density-dependent cluster model[J]. Physical Review C, 2006, **74**: 014304. DOI: 10.1103/

physrevc.74.014304.

24 Wang Z, Bai D, Ren Z Z. Improved density-dependent cluster model in α-decay calculations within anisotropic deformation-dependent surface diffuseness[J]. Physical Review C, 2022, **105**(2): 024327. DOI: 10.1103/physrevc.105.024327.

25 Wang Z, Ren Z Z. Favored α-decay half-lives of odd-A and odd-odd nuclei using an improved density-dependent cluster model with anisotropic surface diffuseness[J]. Physical Review C, 2022, **106**(2): 024311. DOI: 10.1103/physrevc.106.024311.

26 Satchler G R, Love W G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering[J]. Physics Reports, 1979, **55**(3): 183 – 254. DOI: 10.1016/0370-1573(79)90081-4.

27 Möller P, Sierk A J, Ichikawa T, *et al*. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)[J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2016, **109** – **110**: 1 – 204. DOI: 10.1016/j.adt.2015.10.002.

28 Khoa D T, von Oertzen W, Ogloblin A A. Study of the equation of state for asymmetric nuclear matter and interaction potential between neutron-rich nuclei using the density-dependent M3Y interaction[J]. Nuclear Physics A, 1996, **602**(1): 98 – 132. DOI: 10.1016/0375-9474(96)00091-7.

29 Ni D D, Ren Z Z. Effects of differences between neutron and proton density distributions on α-decay half-lives[J]. Physical Review C, 2015, **92**(5): 054322. DOI: 10.1103/physrevc.92.054322.

30 Davids C N, Esbensen H. Decay rates for spherical and deformed proton emitters[J]. AIP Conference Proceedings, 2000, **518**(1): 200 – 208. DOI: 10.1063/1.1306013.

31 Wildermuth K, Tang Y C. A unified theory of the nucleus [M]. New York: Academic Press, 1977.

32 Buck B, Merchant A C, Perez S M. α decay calculations with a realistic potential[J]. Physical Review C, Nuclear Physics, 1992, **45**(5): 2247 – 2253. DOI: 10.1103/physrevc.45.2247.

33 Swiatecki W J. Systematics of spontaneous fission half-lives[J]. Physical Review, 1955, **100**(3): 937 – 938. DOI: 10.1103/physrev.100.937.

34 Xu C, Ren Z Z. Systematical law of spontaneous fission half-lives of heavy nuclei[J]. Physical Review C, 2005, **71**(1): 014309. DOI: 10.1103/physrevc.71.014309.

35 Ren Z Z, Xu C. Spontaneous fission half-lives of heavy nuclei in ground state and in isomeric state[J]. Nuclear Physics A, 2005, **759**(1 – 2): 64 – 78. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.04.019.

36 Karpov A V, Zagrebaev V I, Martinez Palenzuela Y, *et al*. Decay properties and stability of heaviest elements[J]. International Journal of Modern Physics E, 2012, **21**(2): 1250013. DOI: 10.1142/s0218301312500139.

37 Qian Y B, Ren Z Z. Predictions on properties of α decay and spontaneous fission in superheavy odd-Z nuclei[J]. Physical Review C, 2014, **90**(6): 064308. DOI: 10.1103/physrevc.90.064308.

38 Zagrebaev V I, Denikin A, Alekseev A, *et al*. Nuclear Reaction Video(NRV)[EB/OL]. 2022-12-1. http://nrv.jinr.ru/nrv/.

39 Dong T K, Ren Z Z. α-decay energy formula for superheavy nuclei based on the liquid-drop model[J]. Physical Review C, 2010, **82**(3): 034320. DOI: 10.1103/physrevc.82.034320.

40 Möller P, Mumpower M R, Kawano T, *et al*. Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications (II) [J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2019, **125**: 1 – 192.